特集「火星圏のサイエンス」

火星隕石の放出過程

黒澤 耕介[1]，玄田 英典[2]，岡本 尚也[1,3]，松井 孝典[1]

2018年6月29日受領，査読を経て2018年7月23日受理.

（**要旨**）火星隕石は火星の表層物質が地球に到達することがあるという物的証拠である．ところが，衝撃物理学の原理に従うと火星表層物質が宇宙空間に射出されるという力学的制約（放出速度＞5 km/s）と，火星隕石の岩石学的分析から得られる制約（最大経験圧力<50 GPa）を同時に満たすことはできない．我々は先行研究に比べて一桁以上高い空間解像度で数値衝突計算を実施し，火星隕石放出過程について詳細に調査した．その結果，衝撃波と膨張波の伝搬によって加速された物質が地表面付近で局所的に集まることで圧力勾配が発生し，その一部が心太式に緩やかに加速されることがわかった．このことにより，衝撃物理学から決まる上限の速度よりも高速度の放出が達成されることがわかった．我々はこの緩やかな加速を「後期加速」と名付けた．本稿ではこの新発見について紹介し，天体衝突による高速度放出についての未解明点を整理する．

1. はじめに

火星隕石は現在のところ，人類が手にできる唯一の火星の試料である．火星探査機によるその場分析では不可能な火星物質の高度な地球化学分析データの蓄積が，比較惑星学の発展に重要な貢献をしてきたことは疑いがないであろう[e.g., 1]．本稿では火星隕石がどのように火星を脱出して地球に到達することができたのか，その力学機構に焦点を当て，先行研究と最近の我々の研究についてまとめる．

火星隕石が地球上で見つかるという事実は火星表層物質が火星の重力を振り切って宇宙空間に脱出したことを意味している．火星への典型的な衝突速度は～10 km/sであるので，その半分程度の速度まで標的天体の表層物質を加速できるかどうか？が問題となる．衝突噴射現象（Impact jetting）によって，衝突速度よりも速い放出物が生成される[e.g., 2, 3]ことが知られており，力学的な制約を満たすのは難しくないように思える．火星隕石の岩石学的分析によって火星隕石が経験した最大衝撃圧力は30–50 GPa程度[1][e.g., 4]であることがわかっているため比較的低衝撃圧であることが岩石学的条件として加わる．以下では力学的な制約（放出速度v_{ej} > 5 km/s）と岩石学的な制約（最大衝撃圧力<50 GPa）を同時に満たす条件をMM（Martian meteorite）条件と呼ぶことにする．

ここで衝撃物理学で天体衝突による標的表層物質の加速過程がどのように記述されるか説明する．最初に以下で用いる圧縮波，衝撃波，希薄波，膨張波の言葉の定義を述べておこう．圧縮波は媒質中で密度を増加させる縦波を指し，衝撃波は固体中のP波速度よりも高速で伝播する圧縮波を指す．希薄波は自由表面の情報を伝える見かけの波を指す．希薄波は圧縮された媒体中のP波速度で伝播する．膨張波は希薄波が到達した物質を実際に自由表面に向けて膨張させる波を指す．希薄波は情報のみを伝えるが，膨張波は実際に速度変化を及ぼす．衝撃波背面の物質は衝撃波の伝播方向と同じ向きに加速される．自由表面の情報を伝える希薄波が到達すると，自由表面に向けて膨張し，速度ベクトルの方向が変化する．これは見かけ上標的表面から伝わる膨張波による加速と見ることができる．膨張波

1. 千葉工業大学 惑星探査研究センター
2. 東京工業大学 地球生命研究所
3. 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所
kosuke.kurosawa@perc.it-chiba.ac.jp

1. Nakhlitesなど低い衝撃圧力（5–20 GPa）しか経験していないとされる火星隕石も見つかっているが，ここでは初めて数値計算によって衝突剥離過程の検証を行ったHead et al.（2002）に習い，30–50 GPaの衝撃圧範囲を設定した．

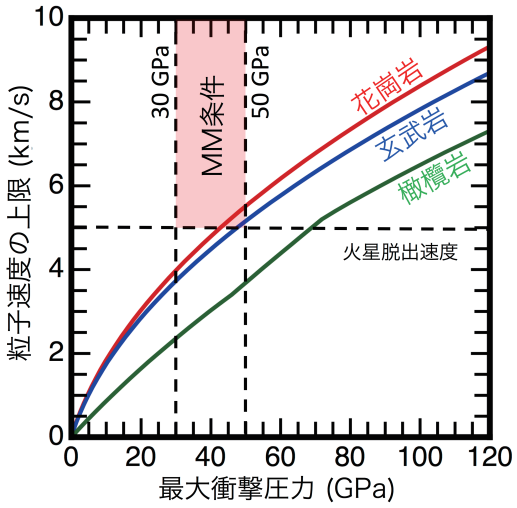

図1：最大衝撃圧力に対する放出速度の上限値．3種類の異なる物質について示した．計算に用いた物性値は参考文献[5]のもの．MM条件（本文参照）を満たす領域に赤のハッチをかけた．Kurosawa et al.（2018）[12]のFigure 2を改変．

伝播による速度の変化量は最初の衝撃波加速で得た粒子速度の大きさと同程度である[e.g., 3, 5]．膨張波背面の物質はその伝播方向と反対向きに加速される．従って衝撃波に対して膨張波が対向から伝播する幾何学条件の場合が最終的な粒子速度の理想的な上限となり，その絶対値は衝撃波背面における粒子速度の2倍である．これは自由表面におけるVelocity doubling ruleとして広く知られている[e.g., 5]．このような幾何学条件の代表例は1次元平板衝突実験の標的裏面付近である．図1に花崗岩，玄武岩，橄欖岩の理想的な到達速度を衝撃圧の関数として示す．この計算から衝撃物理の原理に従って検討すると天体衝突による物質放出でMM条件を満たすことは困難であることがわかる．

月隕石や火星隕石の放出を説明する力学モデルとして80年代に提案されたのが衝突剥離過程（Impact spallation）[6]である．標的表面（自由表面，圧力0の境界条件）付近の浅部では衝突点から伝播する圧縮波と自由表面からの膨張波が干渉する領域（Interference zone）が存在する．このとき圧縮波・膨張波の時間に対する形状が三角波であること，2つの波の線形足し合わせが可能であること，の2つの仮定を置くと，干渉領域内の物質の圧力は圧縮波の頂点まで到達しないが，粒子速度は圧縮波で駆動されるそれの～2倍になる．これは圧力が2つの波の合成波の振幅の大きさで決まるのに対し，粒子速度は2つの波が作る圧力勾配で決まることによる．このモデルは低圧縮度と高速度放出の両立は可能であることを明快に示しており，火星隕石は天体衝突によって火星物質が宇宙空間に放出されたものであるという認識が広まった．ところが高速度衝突時の衝突点近傍では上記の2つの仮定が妥当性を失うためにこのモデルは>1 km/sの高速度放出に適用できない．すなわちこのモデルで火星隕石の放出過程を扱うことはできない．これは提唱者のJay Melosh氏自身が論文の要旨で顕に述べている．衝突点近傍では圧縮度が高く衝撃波が発生するため，三角波の仮定は適用不可となる．また衝撃波による不可逆加熱で蓄えられた内部エネルギーに起因する熱圧力の効果が無視できないので，波の線形重ね合わせも妥当でない．このような解析的取扱いの限界を受けて，計算機の能力が向上してきた2000年代に入ってから格子法を用いた数値衝突計算によって衝突剥離過程で火星隕石の放出を説明できるかどうかの検証が行われた[4, 7]．これらの計算では熱圧力を取り扱える状態方程式が用いられた．標的天体の極表面からMM条件を満たす高速放出物が発生することが確かめられ，この問題に決着がついたように見えた．

数値衝突計算中で衝撃圧縮を経験しているにも関わらず，衝突物理の原理から導かれる放出速度の上限を超えてMM条件を満たす放出物が発生する物理的な理由は明確に示されてはいなかった．数値計算に導入した人工粘性によって自由表面付近で衝撃波が人為的に鈍った結果，最大衝撃圧力が見かけ上小さくなった可能性が指摘され[8, 9]．2010年以降に火星隕石放出の力学機構について再び議論されるようになった[8–11]．筆者らがこの研究を始めた2015年当時では議論は平行線を辿ったまま収束していなかった[2]．そこで我々は現代の数値衝突計算と室内衝突実験を組み合わせ，惑星間物質移動を説明するような高速度放出の力学機構の解明を目指すこととした．

2. 衝突剥離の数値計算

本研究では格子法と粒子法の2種類の独立な数値手法を用いて先行研究よりも1桁以上高い空間解像度で

2. 衝撃物理の原理に基づき衝突剥離過程による火星隕石の射出は不可能であり，数値衝突計算で見出された低衝撃かつ高速度の物質は人工粘性による見かけの結果に過ぎないと喝破[8, 9]したPaul S. De Carli氏が2013年に逝去されたことによる．

衝突剥離過程の数値計算を実施し，天体衝突による火星隕石の放出が力学的に可能か否かを検討した[12]．今回は簡単のため，球を平面標的に垂直衝突させた．斜め衝突については4章にて今後の展望とともに現在進行中の結果を一部紹介する．状態方程式には花崗岩に対応するTillotson EOS[13]を用いることで熱圧力の効果を計算に取り入れた[3]．衝突天体が標的表面に接触する直前から計算を開始し，貫入特徴時間($t_s = D_p/v_{imp}$，ここでD_p, v_{imp}はそれぞれ衝突天体直径と衝突速度)の1.4倍まで計算した．衝突天体半径(R_p)を10 kmに設定した．衝突現象の最初期を扱うため重力の効果は無視できる．また今回は簡単のため，標的天体表層物質は物質強度を持たない完全流体であるとして計算を実施した．重力，強度の効果を考慮していないため，今回の計算で得られた結果は任意の空間スケールへ適用可能である[e.g., 14]．本章の以下では格子法，粒子法の計算手法について，そしてデータの解析法について簡単に述べる．さらなる詳細については参考文献[12]を参照して頂きたい．

格子法計算には2次元版のiSALE-Dellen[15-17]を用いた．円柱座標で球を円柱に衝突させた．空間解像度は1000 cells per projectile radius(CPPR)とした．以下では衝突天体半径を表現するために使用した格子の数をn_{CPPR}と書く．衝突速度は火星や月への典型的な衝突速度程度である12 km/sに固定した．計算中で衝撃波を補足するためvon Neumann-Richemyer型の人工粘性[18]を導入した．人工粘性のパラメータにはiSALEで標準的に利用されている値を採用した[19]．このパラメータでの衝撃波の鈍り具合は半値幅で3 cell程度である[12, 20]．各計算格子には追跡粒子を挿入し，その位置，経験した圧力の時間変化を記録させた．

粒子法の計算は先行研究[21, 22]で構築されたSmoothed Particle Hydrodynamics(SPH) codeを用いて実施した．このコードは3次元計算用のコードであるが，2-D iSALEとの比較のため垂直衝突の計算を実施した．格子法計算の空間解像度と比較するために衝突天体を構成するSPH粒子の数n_{imp}を$n_{imp}=(4/3)\pi n_{CPPR}^3$となるように設定した．粒子法計算の空間解像度は$n_{CPPR} = 200$とした．全粒子数は$1.3 \times 10^8$である．衝突速度は格子法計算と同様に12 km/sで固定した．人工粘性は格子法と同じ形式，同じパラメータのものを導入した．

格子法計算では各格子に導入した追跡粒子を，粒子法計算ではSPH粒子そのものを解析した．今回は固体密度を持つ放出物を扱うため，Tillotson EOSで凝縮相と判定される粒子のみを取り出して解析した．本研究では標的表面から測った高さが0.1 R_pを超えた粒子を「放出物」と定義した．

3. 計算結果

本章では数値計算結果を述べる．3.1章では計算のスナップショットを紹介し，計算中の放出速度と最大衝撃圧力の関係を示す．3.2章では衝撃波と膨張波を可視化し，衝撃波と膨張波それぞれについての加速方向について述べる．3.3章では高解像度計算中で衝突点近傍の流れ場を解析することで見出された「心太式後期加速機構」について述べる．この新機構によって天体衝突による火星隕石放出は力学的に可能であることが示された．3.4章では実際の火星隕石放出を想定した計算結果について紹介する．

3.1 放出速度と経験した最大衝撃圧の関係

図2に貫入特徴時間($t/t_s = 1$，ここでtは最初の接触からの経過時間)のスナップショットを示す．参考のため異なる空間解像度で行った計算の結果[12]も示す．格子法と粒子法で似たような結果が得られていることがわかる．我々は系統的に空間解像度を変えた計算を行い人工粘性の影響を評価した[12]．図2では人為的に低衝撃圧となっている物質は灰色で示した．今回は固体密度を持つ放出物に注目しているため，粒子法を用いると格子法に比べて低い空間解像度でも高速度の放出物を表現できるようである．図3に放出された粒子の放出速度と最大衝撃圧力の関係を示す．図2と同様に空間解像度に対して強く依存するような物質は灰色で示している．ここでは結果を放出速度とRankine − Hogoniot関係式から導かれる最大衝撃圧とその衝撃波背面における粒子速度(u_{pH})を比較して整理する．3本の線はそれぞれ(1) $v_{ej} = u_{pH}$，(2) $v_{ej} = \sqrt{2}u_{pH}$，(3) $v_{ej} = 2u_{pH}$の線である．それぞれの線は(1)粒子速度-衝撃圧力平面上のHugoniot曲線，(2)本研

3. 玄武岩に対応するTillotson EOSを用いても結果は変化しないことを確かめている[12]．

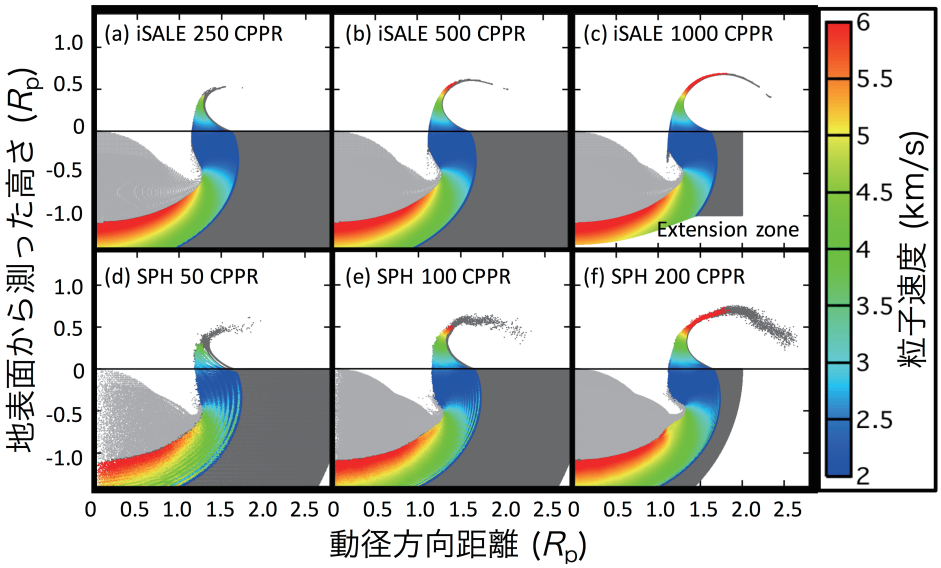

図2：貫入特徴時間のスナップショット．上段に格子法(2-D iSALE)，下段に粒子法(3-D SPH)の結果を示す．空間解像度の異なる計算結果を並べて示した．色は標的物質の粒子速度に対応している．色がついていない放出物は空間解像度を系統的に変化させた計算で人工粘性の影響を受けていると判定された物質である[12]．Kurosawa et al.(2018)[12]のFigure 3を改変．

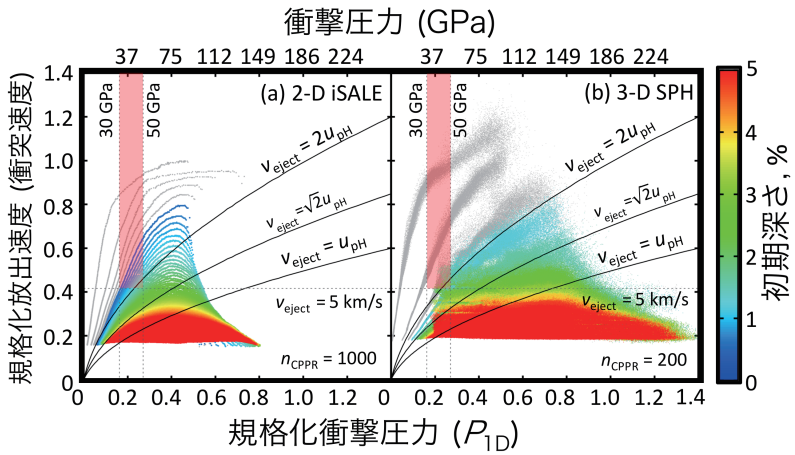

図3：衝撃圧に対する放出速度．(a)に2-D iSALE，(b)に3-D SPHの結果を示す．衝撃圧力と放出速度はそれぞれ1次元インピーダンスマッチング法で計算される圧力，衝突速度で規格化した．衝突速度は12 km/s．色は初期配置における深さを衝突天体半径に対する100分率で示している．図1と同様にMM 条件を満たす領域に赤いハッチをかけた．図2と同様に人工粘性の影響を受け信頼できない粒子には色をつけず灰色で示した．図中の3本の曲線については本文を参照．

究で見出された衝撃波と膨張波による加速(Shock-release cycle)で得られる最大の粒子速度(3.2章参照)，(3)衝突物理の原理から求まる放出速度の上限に対応する．(1)の線よりも高速度で放出される物質($v_{ej} > u_{pH}$となる粒子)が衝突剥離過程(Spallation)で放出された物質と定義される[e.g., 12, 14]．2-D iSALE，3-D SPHの両方で人工粘性の影響を受けていない信頼できる深さからもMM条件を満たす粒子が放出されていることがわかる．以下ではより空間分解能が高い2-D iSALEの結果を中心に解説する．$u_{pH}<v_{ej}<\sqrt{2}u_{pH}$となる粒子の起源について3.2章，$v_{ej}>\sqrt{2}u_{pH}$となる粒子の加速機構について3.3章で解説する．

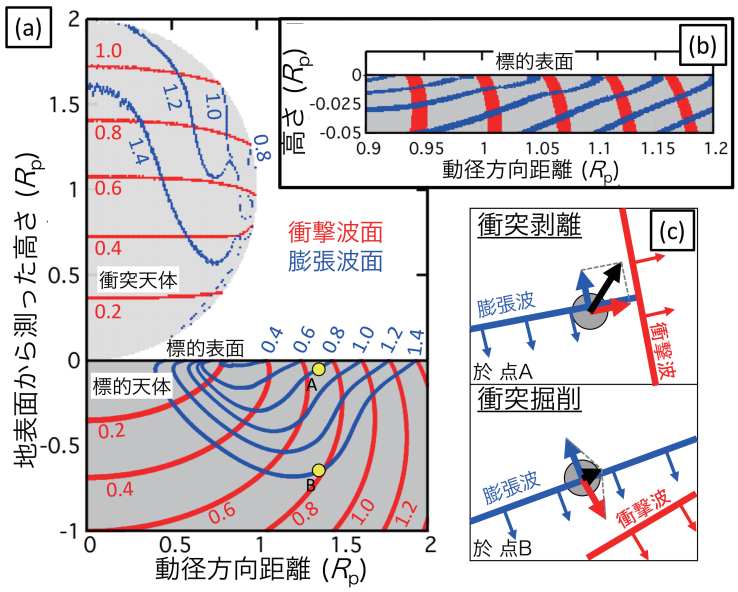

図4：2-D iSALEの結果．(a)追跡粒子の初期位置に対する衝撃波，膨張波の等時刻線．衝突天体貫入特徴時間で規格化した到来時刻をそれぞれの線の横に示した．(b)表面付近の拡大図．衝突点から衝突天体半径程度離れた動径方向距離に注目している．(c)図4a中のA，B点に位置する物質の衝撃波と膨張波による加速で得られる合成速度ベクトル模式図．Kurosawa et al.(2018)[12]のFigure 8を改変．

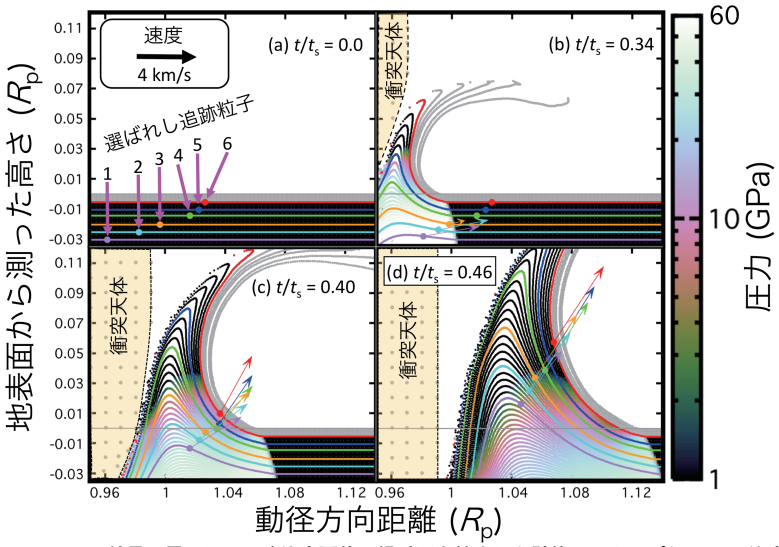

図5：2-D iSALEの結果．貫入していく衝突天体の縁近辺を拡大した計算のスナップショット.衝突天体貫入特徴時間で規格化した経過時刻(t/ts)を図中に示した．色は圧力を示す．図2と同様に人工粘性の影響で圧力の計算値が信頼できない物質については色をつけていない．同じ軌跡を辿る6つの追跡粒子の速度ベクトルと，同じ深さの地層の動きを同時に示している．Kurosawa et al.（2018）[12]のFigure 10を改変．

3.2 衝撃波と膨張波の可視化

図4aに追跡粒子の初期位置に対する衝撃波と膨張波の到着時刻の等時刻線を示す．衝撃波は衝突点を中心としてほぼ半球状に伝播していることがわかる．t/t_s ～0.4の時刻で衝突天体の縁から膨張波が発生し，三角形状に伝播する．図4bには標的天体の表面付近を拡大して示す．衝撃波と膨張波の成す角度がほぼ

90度になっていることがわかる．図4cには図4aの図中に示したA，B点における最終的な粒子速度ベクトルの向きを模式的に示す．A点は衝撃波と膨張波の伝播方向の成す角度がほぼ90度になるため，速度ベクトルの向きが～45度曲げられ，その大きさは～$\sqrt{2}$倍になると期待できる．B点のような衝突点遠方では衝撃波と膨張波がほぼ同じ方向から伝播してくる．このとき速度ベクトルは標的表面側に大きく曲げられ，その大きさは衝撃波伝播後のそれと比較して小さい．これは衝突掘削過程(Normal excavation) [e.g., 5, 23]として知られている状況である．このような2次元的な衝撃波と膨張波の伝播過程の幾何学的な検討から最終的な粒子速度の実際の上限値は$2u_{\mathrm{pH}}$でなく$\sqrt{2}u_{\mathrm{pH}}$になることがわかった．図3で$v_{\mathrm{ej}} > \sqrt{2}u_{\mathrm{pH}}$の高速度で放出された物質は未知の加速機構で放出されていることになる．

3.3 心太式後期加速

本章では$v_{\mathrm{ej}} > \sqrt{2}u_{\mathrm{pH}}$で放出される物質の加速機構について述べる．図5に標的天体に貫入していく衝突天体の縁を拡大した計算のスナップショットを示す．計算中で同じ軌跡をたどる6粒子の運動と，その粒子が位置している深さの地層の変形も同時に示している．特筆すべき点は放出物カーテンの根本は地表面を超えているにも関わらず～10 GPaの圧力を受け続けていることである．図6aに図5中の6粒子の粒子速度と圧力の時間履歴を示す．最大衝撃圧が衝突点からの距離が大きくなるにつれて減衰しており，衝撃波到達直後の粒子速度の大きさはほぼu_{pH}になっている．図6bに衝突地点から測った6粒子の距離の時間変化を示す．この図の傾きは衝突点から遠ざかる速度に対応する．t/t_{s}～0.4の時刻に注目すると，6粒子間の相互距離が詰まって圧縮状態になっていることがわかる．この時刻は図5のパネル(c)に対応しており，粒子#4，#5，#6はすでに地表面を飛び出している．図6aに戻って同じ時刻の粒子速度と変化に注目すると，初期に衝突点遠方かつ浅いところにいた粒子ほど加速を受け，粒子速度の大きさの大小関係が入れ替わっていることがわかる．最終的に粒子#4，#5，#6は火星脱出速度を超えている．この加速は衝突点からの距離は近いが相対的に深い場所に位置していた粒子(例えば粒子#1，高い衝撃圧，大きいu_{pH})が，衝突点遠方かつ相対的に

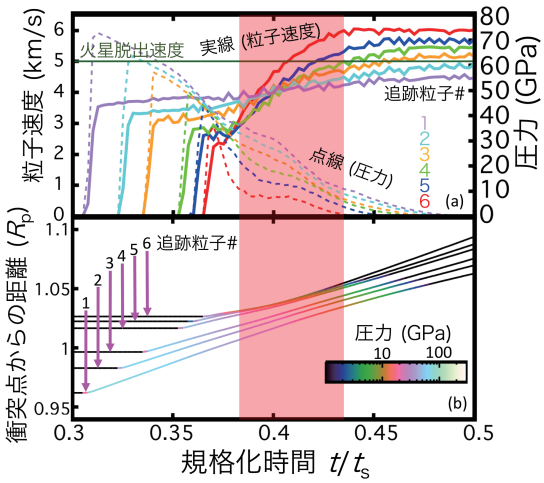

図6：2-D iSALEの結果．(a) 図5中で示した6つの追跡粒子の粒子速度(実線，左Y軸)と圧力(点線，右Y軸)の時間変化．(b) 6つの追跡粒子の衝突点から測った距離．衝突点半径で規格化している．色は圧力を示す．心太式後期加速が起こっている時刻に赤いハッチをかけた．Kurosawa et al. (2018) [12]のFigure 11を改変．

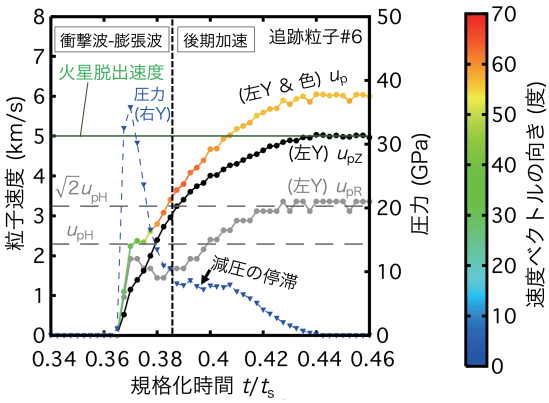

図7：2-D iSALEの結果．図5中の追跡粒子#6の粒子速度の絶対値(色付き，左Y軸)，粒子速度の動径方向成分(灰色，左Y軸)，粒子速度の鉛直方向成分(黒色，左Y軸)，速度ベクトルの向き(色)，圧力(青，右Y軸)の時間変化．火星脱出速度，最大衝撃圧に対応するu_{pH}，$\sqrt{2}u_{\mathrm{pH}}$も図中に示した．u_{pH}の定義については本文を参照．Kurosawa et al.(2018)[12]のFigure 12を改変．

浅い場所に位置していた粒子(例えば粒#6，低い衝撃圧，小さいu_{pH})に追いつき，心太式に押し出すことで発生する．図7に粒子#6の挙動の詳細を示す．粒子速度の絶対値，動径方向成分，鉛直方向成分，標的表面から反時計回りに測った速度ベクトルの角度，圧力の時間変化を示している．t/t_{s} = 0.365の時刻で～35 GPaまで圧力が急上昇している．これは衝撃波の到来

に対応しており，この系では先行研究で用いられた三角波の仮定は妥当でないことを確認した．このときの粒子速度の大きさは35 GPaに対応するu_{pH}になっており，このような複雑な系でも衝撃波面前後のRankine-Hugoniot関係式は成立していることがわかる．速度ベクトルの角度は20–30度である．この粒子は地表面付近に位置しているので衝撃波と同時に希薄波が到来する．衝撃圧縮の直後に膨張を開始し，圧力が下がる．t/t_s = 0.38–0.39の時刻で粒子速度がおよそ$\sqrt{2}u_{pH}$になり，速度ベクトルの角度が60–70度に上昇している．膨張波は粒子#6に対してほぼ真上から到来し，速度の動径方向成分はほとんど変化せずに鉛直方向成分のみが増加するため，速度ベクトルの向きが大幅に(～40–50度)変化している．これは図4cのA点で見た挙動に対応している．t/t_s = 0.39–0.41の時刻では圧力が～10 GPaでほぼ一定となってなり，t/t_s = 0.41–0.44まで緩やかに減少している．これは粒子#6が先述した心太式押出しによって圧力を受けていることに対応する．図5cを見ると明らかなように衝突点からみて外側かつ上側に圧力勾配が生じており，斜め上向きに加速される．t/t_s = 0.39–0.44まで粒子速度の動径方向成分，鉛直方向成分がともに緩やかに増加し，最終的に粒子速度の大きさは火星の脱出速度を超えている．圧力が0に近づくと圧力勾配による加速が効かなくなり，等速直線運動に移行する．このように(1)初期位置，特に衝突点からの距離と標的表面からの深度，(2)減衰衝撃波によって生まれる衝突点からの位置に応じたu_{pH}の速度差，(3)放出物流の圧縮性の3つの要因によって心太式加速が起こることがわかった．この加速は衝撃波伝播時のような圧力上昇を伴わない．粒子が詰まることによって，膨張減圧中に減圧率が一時的に小さくなることによって自由表面への圧力勾配による加速が長時間持続するという緩やかなものである．我々はこの加速機構を「後期加速(Late-stage acceleration)」と名付けた[12].

3.4　火星隕石の放出位置

図8aにt/t_s = 1.4の時刻までに放出された追跡粒子の初期位置に対する放出速度を示す．経験した最大衝撃圧の等圧線も同時に示す．図8bは今回の計算条件(12 km/s，垂直衝突)でMM条件を満たした粒子の初期位置である．最大圧力と火星脱出速度で決まる3つの境界線も同時に示している．この結果から火星隕石は衝突天体半径の2 %よりも浅い場所から放出されることがわかる．この計算でMM条件を満たした粒子の総質量は衝突天体質量の0.12 %であった．斜め衝突の場合はより深いところからの放出も可能であることからこの掘削深さと質量の見積もりは最小見積もりであることに注意してほしい．

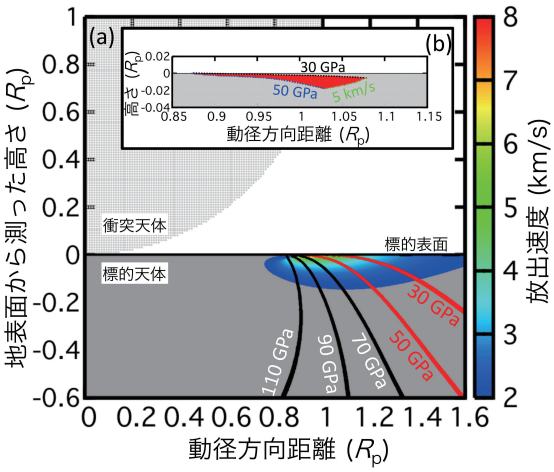

図8：2-D iSALEの結果．(a)追跡粒子の初期位置に対する放出速度．最大衝撃圧の等圧線も図中に示している．(b)MM条件(本文参照)を満たす物質の初期位置．Kurosawa et al.(2018)[12]のFigure 14を改変．

4. 議　論

3章で述べたように「後期加速」の発見によって衝撃物理学と岩石学の間の矛盾が解消され火星隕石の放出が力学的に可能であることが示された．4.1章では後期加速による速度変化量についてさらなる考察を加える．そして斜め衝突の場合に期待される変化(4.2章)と今後の展望を述べる(4.3章)．

4.1　後期加速による速度変化

本章では3.3章で述べた後期加速で得られる速度変化の近似式を導く．放出物カーテンの外縁は自由表面であることから放出物カーテンの根本付近を構成する粒子の加速度a_{late}は，カーテン根本の圧力P_{root}とカーテンの特徴的な厚みLを使って，

$$a_{late}=\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial r}\approx\frac{P_{root}}{\rho L} \qquad (1)$$

と近似できる．ここで ρ はカーテンを構成する物質の密度で岩石の場合はおよそ3000 kg/m^{3}である．物性値と数値計算で得られた典型的な結果を使って速度変化量 $\Delta v \sim a_{late}\,\Delta t$ を見積もると，

$$\approx 1.4\left(\frac{P_{root}}{10\ GP_a}\right)\left(\frac{\Delta t}{0.05t_s}\right)\left(\frac{\rho}{3000\ \mathrm{kg}/m^3}\right)^{-1}\left(\frac{L}{0.02R_p}\right)^{-1}(\mathrm{km/s}) \quad (2)$$

となる．ここで Δt は後期加速の特徴的持続時間である．このように心太式後期加速による速度変化量は十分に大きく，図7で示した粒子#6の実際の放出速度（～6 km/s）と $\sqrt{2}u_{\mathrm{pH}}$（～3 km/s）の差と同じオーダーであることがわかる．

4.2 斜め衝突

本研究では簡単のために垂直衝突を扱ったが，天然では斜め45度を中心とした斜め衝突が起こる[24]．本章では斜め衝突で何が変わるのか？について述べ，さらに現在進行中の研究の結果を一部紹介する．過去の室内／数値斜め衝突実験から，斜め衝突時の放出物は著しい方位角異方性を示すことが知られている[e.g., 25]．これは衝突速度ベクトルを標的表面に対して垂直方向成分と水平方向成分に分けると定性的には理解できる．斜め衝突で形成されるクレータの大きさや衝撃加熱度は衝突速度の垂直成分とよい相関があることが知られており[e.g., 26]，斜め衝突は衝突速度の水平方向成分で移動する座標系における垂直衝突と大雑把には近似できる．従って本研究で得られた垂直衝突の放出物の速度ベクトルと水平方向の並進速度ベクトルの和が斜め衝突時の放出物分布の第一次近似となるであろう．

現在我々は斜め衝突時の高速放出物の発生過程の詳細を明らかにするため室内／数値衝突実験を実施している[Okamoto et al., 執筆中; Genda et al. 執筆中]．過去の研究との大きな違いは(1)2013年以降に可能になった弾丸貫入特徴時間 t_s よりも短い時間間隔の撮像計測を実施した点，(2)標的に融点の低いプラスチックを用い，高速放出成分が完全流体として振る舞うように工夫した点である．この2点によって室内衝突実験と数値衝突計算の結果の詳細比較を可能にした．図9に千葉工業大学惑星探査研究センターに設置された二段式水素ガス銃[3]を用いて行った超高速撮像計測と，本研究で用いたのと同様の3-D SPHコードで行った斜め衝突計算の結果の1例を示す．我々は弾丸を100万個以上のSPH粒子で表現すると，実験で観察される放出物の様相をよく再現できることを確かめつつある[Okamoto et al., 執筆中]．これは高解像度の3-D SPH計算結果が信頼できることを強く支持する．数値計算の最大の長所は室内衝突実験では困難なパラメータの変更や，様々な解析を実施できる点である．今後はこの3-D SPH計算コードを活用し，斜め衝突による火星隕石放出過程について詳細に調べる予定[Genda et al. 執筆中]である．

4.3 Pansperimia仮説への応用と放出時の経験温度

近年ではTRAPPIST-1[27]などの系外惑星系の発見によって惑星間物質輸送過程（Litho-Panspermia）[e.g., 28]に再び注目が集まっている[29, 30]．本研究で見出された心太式後期加速によって相対的に低衝撃圧しか経験していない物質が従来の想定よりも多く宇宙空間に放出されていたであろう．母天体で生まれた微生物が衝突時の衝撃に耐え惑星間を移動するとするPanspermia仮説に新展開をもたらすと期待している．ここで本研究では扱っていない物質放出時の加熱についても述べておく．火星隕石は100–600 K程度の昇温を経験したと推定されている[e.g., 1, 31]．100 K程度の温度であれば十分に耐える微生物も存在するため，生命の惑星間移動の可能性についても期待できる．ところが火星隕石の経験温度の推定値の多くは岩石学・鉱物学分析から推定された最大衝撃圧から熱力学演算によって間接的に算出されたものであることには注意が必要である．最近，Kurosawa and Genda（2018）[32]は岩石物質の物質強度の効果を再評価し，従来の想定よりも低衝撃圧力でも同位体時計の初期化や熔融を引き起こすほどの高温に達することを示した．この発見は実際に火星隕石が経験した温度はこれまでの推定値よりも高い可能性があることを示唆する．今後は物質強度を取り入れた高解像度の数値衝突計算を実施し，火星隕石が経験した圧力-温度の復元を行っていく予定である．

5. まとめ

天体衝突による物質放出によって火星隕石を説明で

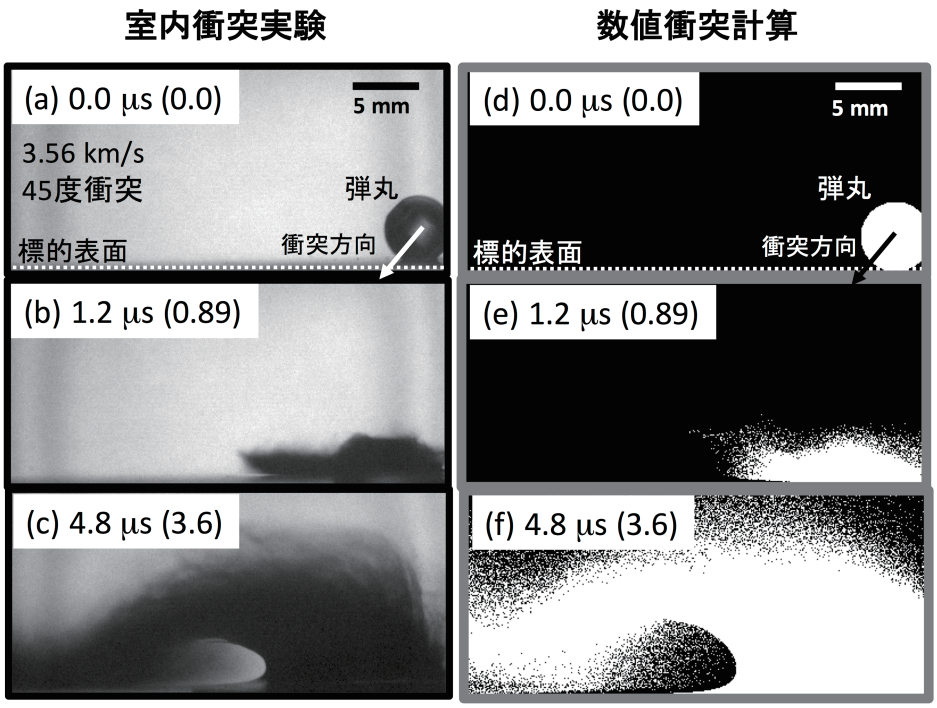

図9：斜め衝突時の高速度放出物の様子[Okamoto et al., 執筆中]．千葉工業大学惑星探査研究センターで実施した高速度衝突実験の結果を左列，3-D SPHの結果を右列に示す．弾丸と標的はともにポリカーボネイト．3-D SPH計算ではポリカーボネイトに対応するTillotson EOSを用い，衝突速度と角度は左列に示した実験の実測値と同じに設定した．最初の接触からの経過時刻を図中に示す．括弧内の数字は弾丸貫入特徴時間で規格化した時刻である．

きるか否か，を数値衝突計算で検証した．先行研究に比べて一桁以上高い空間解像度の数値衝突計算を実施し，衝突直下点近傍の流れ場を詳細に解析した．その結果，(1)MM条件(放出速度>5 km/s，経験した最大圧力=30-50 GPa)を満たす物質が確かに存在すること，(2)その物質は衝撃波，膨張波による加速に続く心太式後期加速によって緩やかに加速されて生じること，(3)12 km/sの垂直衝突の場合，MM条件を満たす物質の初期位置は衝突天体半径の2 %よりも浅く，総質量は衝突天体質量の0.1 %程度であることがわかった．本稿で紹介したように近年の計算機能力と実験装置の計測精度の向上によって，天体衝突の衝突直下点の流体力学，熱力学について真正面から研究を行うことができるようになった．火星隕石は火星から地球への物質輸送の貴重な実例と位置づけることができ，このような研究を進める上での制約条件を与えてくれる．我々は(Litho-)Pansperimia仮説を定量的な議論の俎上にのせるべくさらなる研究を行っていく予定である．

謝 辞

iSALEの開発者であるGareth Collins, Kai Wünnemann, Boris Ivanov, H. Jay Melosh, Dirk Elbeshausenの各氏に感謝致します．匿名の査読者に感謝致します．本研究は科学研究費補助金17H02990，アストロバイオロジーセンタープロジェクト研究費AB301018の支援を受けて実施されました．黒澤は科学研究費補助金17H01176，17H01175，17K18812，18H04464の援助を受けています．

参考文献

[1] Nyquist, L. E. et al., 2001, Space Science Review 96, 105.

[2] Kieffer, S. W., 1977, in Impact and Explosion Cratering, Eds. Roddy, D. J., Pepin, R. O., and Merrill, R. B., 751 (New York : Pergamon Press).

[3] Kurosawa, K. et al., 2015, JGR-Planets 120, 1237.
[4] Head, J. N. et al., 2002, Science 298, 1752.
[5] Melosh, H. J., 1989, Impact cratering: A geologic process (New York: Oxford University Press).
[6] Melosh, H. J., 1984, Icarus 59, 234.
[7] Artemieva, N. and Ivanov, B. A., 2004, Icarus 171, 84.
[8] DeCarli, P. S. et al., 2007, AIP Conference Proceedings 955, 1371.
[9] DeCarli, P. S., 2013, Procedia Engineering 58, 570.
[10] Melosh, H. J. and Ong, L., 2011, LPS XXXXII, 2354.
[11] Ong, L. and Melosh, H. J., 2012, LPS XXXXIII, 2031.
[12] Kurosawa, K. et al., 2018, Icarus 301, 219.
[13] Tillotson, J. H., 1962, Technical Report GA-3216, General Atomic Report.
[14] Johnson, B. C. and Melosh, H. J., 2013, Icarus 228, 347.
[15] Amsden, A. et al., 1980, Los Alamos National Laboratories Report, LA-8095:101p.
[16] Ivanov, B. A. et al., 1997, International Journal of Impact Engineering 20, 411.
[17] Wünnemann, K. et al., 2006, Icarus 180, 514.
[18] von Neumann, J. and Richtmyer, R. D., 1950, Journal of Applied Physics 21, 232.
[19] Collins, G. S. et al., 2016, figshare, https://doi.org/10.6084/m9.figshare.3473690.v2.
[20] Johnson, B. C. et al., 2014, Icarus 238, 13.
[21] Fukuzaki, S. et al., 2010, Icarus 209, 715.
[22] Genda, H. et al., 2015, Icarus 262, 58.
[23] Kurosawa, K. and Takada, S., 2018, Icarus, In press.
[24] Shoemaker, E. M., 1962, in Physics and Astronomy of the Moon, Eds. Kopal, Z. 283 (California: Academic San Diego).
[25] Schultz, P. H. and Gault, D. E., 1990, Geological Society of America Special Paper 247, 239.
[26] Pierazzo, E. and Melosh, H. J., 2000, Icarus 145, 252.
[27] Gillon, M. et al., 2016, Nature 533, 221.
[28] Melosh, H. J., 2003, Astrobiology 3, 207.
[29] Krijt, S. et al., 2017, Astrophys. J. Lett. 839, L21.
[30] Lingam, M. and Loeb, A., 2017, PNAS 114, 6689.
[31] Fritz, J. et al., 2005, MaPS 40, 1393.
[32] Kurosawa, K. and Genda, H., 2018, GRL 45, 620.